

ВЛЭПП. ЭФФЕКТЫ ВСТРЕЧИ

В.Е. Балакин, Н.А. Соляк
Институт ядерной физики СО АН СССР,
Новосибирск, 630090

Получение высокой светимости во ВЛЭППе при высокой частоте столкновений связано с использованием плотных сгустков, сфокусированных в месте встречи в пятно порядка одного квадратного микрона. В этом случае действующие между встречными сгустками силы становятся настолько большими, что они главным образом определяют поперечную динамику движения частиц, а значит, и многие важнейшие характеристики ускорителя, такие как светимость, немонохроматичность, конечный фазовый объем пучка и т. д.

В столкновениях противоположно заряженных сгустков их электрические поля компенсируются, а магнитные складываются, поэтому сила носит характер притяжения и частицы будут осциллировать в поперечном направлении. Силу каждого сгустка будем характеризовать безразмерным параметром, численно равным среднему количеству колебаний, которые совершает встречная пробная частица противоположного заряда за время пролета внутри сгустка. Значение этого параметра для каждого из поперечных направлений x, y равно:

$$n_x = \frac{k}{2\pi} \left(\frac{r_e N \sigma_z}{\gamma \sigma_x^2} \frac{R}{R+1} \right)^{1/2}; \quad n_y = \frac{k}{2\pi} \left(\frac{r_e N \sigma_z}{\gamma \sigma_x \sigma_y} \frac{R}{R+1} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где $r_e = e^2/mc^2$; N —число частиц в сгустке, σ_x, σ_y —поперечные, σ_z —продольный размеры сгустков; $R = \sigma_x/\sigma_y \geq 1$, γ —релятивистский фактор; k —число порядка единицы, зависящее от формы распределения заряда внутри сгустка. Часто вместо параметра n вводят параметр «разрушения» D , который равен $D_x = (2\pi n_x)^2$; $D_y = (2\pi n_y)^2$.

Синхротронное излучение частиц, движущихся в сильных полях встречного сгустка, приводит к появлению дополнительной немонохроматичности в пучке, а также создает фон γ -квантов, спектральное и угловое распределение которых определяется траекториями частиц. Параметр немонохроматичности, вычисленный в приближении слабозадействующих пучков, равен

$$\Delta = \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_0} = \frac{r_e^3 N^2 \gamma}{\sigma_z (\sigma_x + \sigma_y)}. \quad (2)$$

Для ВЛЭППа требуется, чтобы параметр Δ по совокупности всех эффектов, влияющих на него, не превышал величины $\sim 1\%$. Это требование накладывает определенные ограничения на возможные размеры пучков в месте встречи. Другое условие на размеры связано с получением необходимой светимости:

$$L_0 = f \frac{N^2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \approx 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}, \quad (3)$$

где f —частота повторений. Взаимодействие сгустков приводит к тому, что получаемая светимость L может существенно отличаться от геометрической L_0 , вычисленной по (3).

Авторами эффекты встречи изучались для цилиндрических и плоских сгустков^{1,2,3,4}. Анализ показал,

что использование цилиндрических сгустков приводит к большим потерям на излучение и немонохроматичности, близкой к 100%. Уменьшение немонохроматичности до уровня $\sim 1\%$ ведет к необходимости использования плоских сгустков.

Самосогласованная задача движения частиц в месте встречи решалась численно методом «крупных» частиц (1600—3000 частиц в каждом сгустке). Мы ограничились случаем плоских сгустков ($\sigma_x \gg \sigma_y$), где существенно движение частиц лишь вдоль направления y . Рассчитываются такие характеристики, как светимость, немонохроматичность, спектр γ -квантов и конечный фазовый объем для лобового и нелобового столкновений сгустков.

Результаты расчета светимости для лобового столкновения противоположно заряженных сгустков с гауссовым распределением плотности представлены на рис. 1 (сплошной линией). Из графика видно, что в

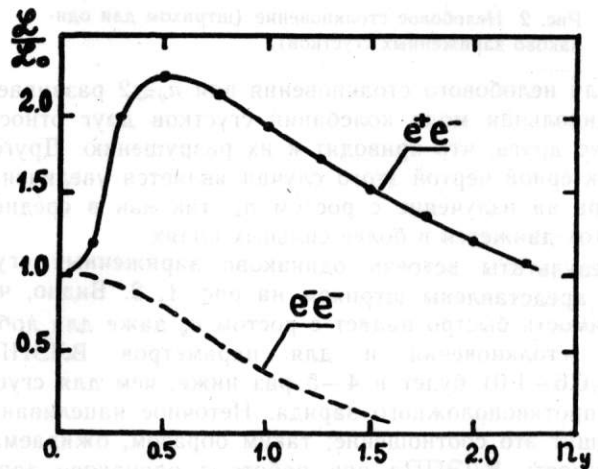


Рис. 1. Лобовое столкновение (штрихом для одинаково заряженных сгустков).

диапазоне изменения параметра $n_y \lesssim 1.5$ наблюдается увеличение светимости по сравнению с геометрической L_0 в результате пинч-эффекта. Максимальное увеличение светимости $L/L_0 \approx 2.2$, что ниже, чем для цилиндрических сгустков⁵, поскольку сгустки сжимаются только в одном направлении, вдоль оси y . При дальнейшем увеличении параметра $n_y \gtrsim 2$ развивается неустойчивость, разрушающая пучки; светимость при этом падает.

Результаты вычислений для случая нелобового столкновения приведены на рис. 2, где представлена зависимость относительной светимости L/L_0 от прицельного параметра $\chi_y = \Delta y_0 / 2\sigma_z$ (где Δy_0 —начальное смещение центров встречных пучков) при различных значениях параметра n_y . С ростом поперечного смещения сгустка светимость падает, однако благодаря их притяжению при $n_y = 0.5 \div 1$ это падение медленнее, чем для слабозадействующих пучков ($n_y \approx 0$). Светимость не исчезает даже при полном разведении сгустков $\chi_y > 1$ и обращается в нуль лишь при

$\chi_{\max} = \pi^2 n_y^2$, что для $n_y \approx 1$ составляет ≈ 10 размеров сгустка. Притяжение сгустков облегчает их настройку и нацеливание; так, при смещениях порядка χ_{\max} пучок как целое приобретает угол в направлении к противоположному пучку $\theta_y \approx r_e N / (\gamma \sigma_x) \sim 10^{-4}$ при энергии $\varepsilon = 500$ ГэВ. Это на базе 10 м вызовет смещение пучка ~ 1 мм, что легко измерить и скорректировать положение сгустков в следующем импульсе.

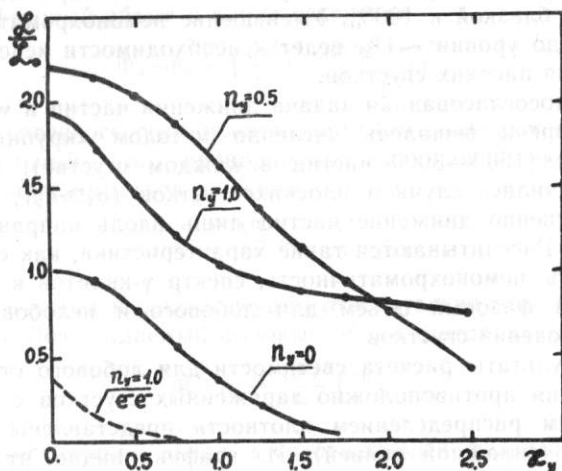


Рис. 2. Нелобовое столкновение (штрихом для одинаково заряженных сгустков).

Для нелобового столкновения при $n_y \geq 2$ развивается дипольная мода колебаний сгустков друг относительно друга, что приводит к их разрушению. Другой характерной чертой этого случая является увеличение потерь на излучение с ростом n_y , так как в среднем сгусток движется в более сильных полях.

Результаты встречи одинаково заряженных сгустков представлены штрихом на рис. 1, 2. Видно, что светимость быстро падает с ростом n_y даже для лобового столкновения и для параметров ВЛЭППа ($n_y = 0.6 \div 1.0$) будет в 4–5 раз ниже, чем для сгустков противоположного заряда. Неточное нацеливание ухудшит это соотношение; таким образом, ожидаемая светимость ВЛЭППа при работе с одинаково заряженными сгустками будет на порядок ниже, чем для сгустков противоположного заряда.

Была рассмотрена встреча компенсированных сгустков (рис. 3). В этом случае при лобовом столкновении силы полностью скомпенсированы и частицы не совершают поперечных движений. Однако, как по-

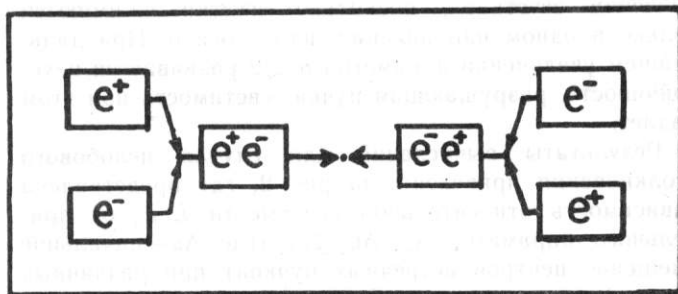


Рис. 3. Компенсированные сгустки.

казали расчеты, такая система оказывается неустойчивой и неполная компенсация либо незначительное начальное смещение сгустков друг относительно друга приводит к разделению заряда в пучках и их разрушению при больших значениях параметра n_y . Влияние

неполной зарядовой компенсации в одном из встречных сгустков на светимость при различных значениях параметра n_y демонстрирует рис. 4.

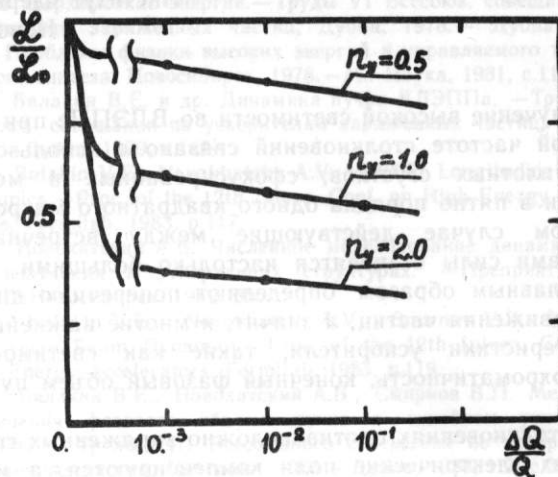


Рис. 4. Влияние неполной зарядовой компенсации на светимость в компенсированных сгустках.

Из графиков видно, что даже малое нарушение зарядовой компенсации сгустков ($\Delta Q/Q_0 \leq 10^{-3}$) приводит к резкому уменьшению светимости, которая затем слабо падает с ростом $\Delta Q/Q$. Аналогичный эффект наблюдается и в том случае, когда заряд в сгустках полностью скомпенсирован, но один из 4 сгустков смещен относительно трех других. Для двух значений прицельного параметра χ_y этого сгустка на рис. 5 приведена зависимость относительной светимости L/L_0 от параметра n_y .

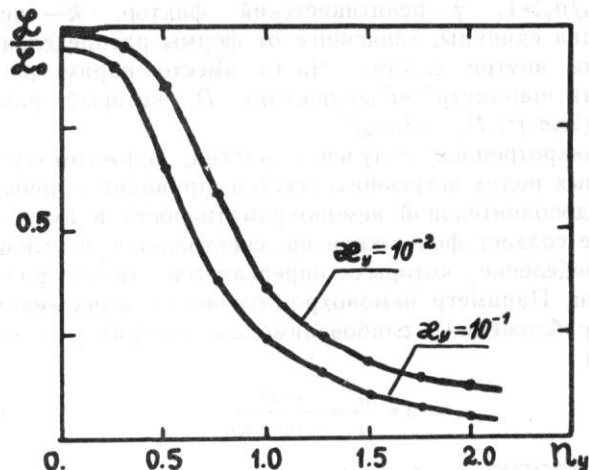


Рис. 5. Компенсированные пучки. Влияние смещения одного из сгустков на светимость.

Несмотря на изменение прицельного параметра на порядок, светимость изменяется незначительно. Из приведенных результатов можно сделать вывод, что любые малые возмущения в системе компенсированных сгустков служат затравкой, которая приводит к пространственному разделению зарядов в них. Это происходит тем быстрее, чем интенсивнее сгусток, т. е. чем больше значение параметра n_y . После этого сгустки перестают быть компенсированными и для них справедливы результаты, полученные для встречи заряженных сгустков. Таким образом, применение компенсированных сгустков не позволяет значительно продвинуться в область больших светимостей.

Анализ эффектов встречи плоских сгустков позволяет сделать вывод о том, что в диапазоне энергий ВЛЭППа для электрон-позитронных пучков требуемая светимость $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ может быть достигнута при немонохроматичности $\Delta \approx 1\%$. Необходимые размеры сгустков, параметры n_x , n_y , а также конечный угловой разброс $\Delta\theta_x$, $\Delta\theta_y$ представлены в таблице. При этом принято $N=10^{12}$ частиц, $2\sigma_z=0.8 \text{ см}$, $f=10 \text{ Гц}$.

Энергия (ГэВ)	2×150	2×500
$2\sigma_x$, мкм	17.0	30.0
$2\sigma_y$, мкм	0.2	0.11
$R = \sigma_x / \sigma_y$	84	270
n_x	0.15	0.04
n_y	1.08	0.59
θ_x , мрад	0.98	0.18
θ_y , мрад	0.17	0.06

Литература

1. Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н. Труды VI Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. - Дубна, 1978, т.1, с.27. Препринт ИЯФ 78-101.-Новосибирск, 1978.
2. Balakin V.E., Skrinsky A.N. A Superhigh Energy Colliding Electron-Positron Beam Facility (VLEPP). Proc. of Second ICFA Workshop, 1979.
3. Балакин В.Е., Соляк Н.А. Эффекты встречи на ВЛЭППе.- Труды VII Всесоюз. Совещания по ускорителям заряженных частиц.-Дубна, 1983, т.II, с.263. Препринт ИЯФ 82-123.-Новосибирск, 1982.
4. Balakin V.E., Solyak N.A. VLEPP Beam Effects. Proc. of XII Intern. Conf. on High Energy Accelerator, USA, Batavia, 1983, p.124.
5. Hollebeek R. Nucl. Instr. Meth. 184 (1981) 333.